Magnetospektroskopische Untersuchungen an Nickeldrähten mit kurzen Hertzschen Wellen.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

einer

Hohen Philosophischen Fakultät der Universität Marburg

vorgelegt von

Johannes Israël

aus

Oberrosphe b. Wetter (Hessen-Nassau).

Marburg 1926.

Von der Fakultät als Dissertation angenommen am 1. Juni 1926.
Referent: Prof. Dr. Cl. Schaefer.
Tag der mündlichen Prüfung: 16. Juni 1926.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderabdruck aus: Ztschr. f. Physik, Bd. 39 (1926).

Magnetospektroskopische Untersuchungen an Nickeldrähten mit kurzen Hertzschen Wellen.

Von **H. Israël** in Marburg a. d. Lahn.

Mit 10 Abbildungen. (Eingegangen am 14. September 1926.)

Mit den Mieschen Löschfunkensendern werden kurze elektrische Wellen hergestellt von etwa 30 cm bis 2 m Wellenlänge; mit diesen werden μ_z-Spektren von Nickeldrähten von 0,6 und 1,2 mm Durchmesser bestimmt; ferner wird der Einfluß der magnetischen Vorgeschichte auf die magnetischen Spektren untersucht.

I. Theorie. Die Theorie der magnetischen Spektroskopie steht in völliger Analogie zur gewöhnlichen (elektrischen) Spektroskopie. Durch Kombination der Schwingungsgleichung eines Magnetons

$$J\ddot{\beta} + p\dot{\beta} + mR\beta = m\mathfrak{H}\sin\vartheta \text{ [1]} \tag{1}$$

mit den durch Einführung der magnetischen Leitfähigkeit erweiterten Maxwellschen Gleichungen gelangt man in einfacher, hier nicht weiter auszuführender Rechnung [2], zu den folgenden magnetischen Dispersionsformeln:

$$\mu = 1 + (\mu_\infty - 1)\frac{1 - N^2}{\Theta^2 N^2 + (1 - N^2)^2}, \tag{2}$$

$$\varrho = \frac{\mu_\infty - 1}{2T_0}\frac{\Theta N^2}{\Theta^2 N^2 + (1 - N^2)^2}, \tag{3}$$

wo μ_∞ die (Anfangs-)Permeabilität für konstante Felder, $N = \frac{T_0}{T} = \frac{\lambda_0}{\lambda}$ das Verhältnis der Eigenwelle zur Störungswelle, Θ ein Maß für die Reibung darstellen. In Fig. 1 ist der Verlauf dieser Größen dargestellt, berechnet für $\mu_\infty = 2$ und $\Theta = 0{,}5$ [3]. Der Messung zugänglich sind nicht μ und ϱ selbst, sondern Kombinationen derselben, die sogenannten „scheinbaren" Permeabilitäten

$$\mu_z = \sqrt{\mu^2 + \varrho'^2} + \varrho', \tag{4}$$

$$\mu_n = \sqrt{\mu^2 + \varrho'^2} - \varrho' \text{ [4]}, \tag{5}$$

Aus ihnen kann man leicht μ und ϱ selbst rechnerisch bestimmen.

---

[1]) Es bedeuten: J Trägheitsmoment, p Koeffizient der Reibung, m magnetisches Moment, R Richtkraft, $\mathfrak{H}$ Außenfeld, β Drehwinkel des Magnetons, ϑ Winkel zwischen $\mathfrak{H}$ und R.

[2]) Genaueres bei W. Arkadiew, Magnetische Spektroskopie, Moskau 1924 (russisch), und W. Arkadiew, Phys. ZS. **14**, 928, 1913.

[3]) Die Figur ist entnommen aus Arkadiew, Magnetische Spektroskopie.

[4]) Vgl. hierzu W. Arkadiew, ZS. f. Phys. **27**, 42, 1924.

II. Methode. Die Bestimmung des μ_z-Spektrums der Nickeldrähte geschah nach einer von Gans und Loyarte[1]) ausgearbeiteten Methode und beruhte auf der Bestimmung des Wechselstromwiderstandes der Nickeldrähte aus dem Dämpfungsdekrement der Resonanzkurven. μ_z berechnet sich dann nach der Formel

$$\mu_z = (\delta L)^2 \frac{n}{\pi w}, \tag{6}$$

δ Dämpfungsdekrement, L Selbstinduktion, n Schwingungszahl, w Ohmscher Widerstand. Als Selbstinduktion kommt nur die sogenannte „äußere", durch die geometrische Konfiguration des Lechersystems bedingte in Betracht.

III. Apparatur. Zur Erzeugung kurzer Wellen mit möglichst geringer Dämpfung wurden die bekannten Mieschen Erreger benutzt[2]). Da ihr Bau und ihre Wirkungsweise hinreichend genau bekannt sind, braucht darauf nicht näher eingegangen zu werden. Fig. 2a ist daher ohne nähere Beschreibung verständlich.

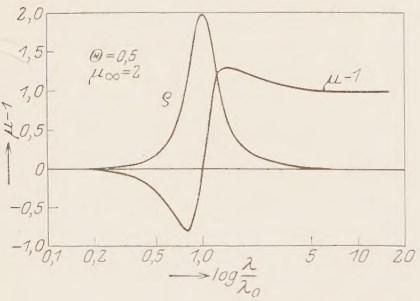

Fig. 1.

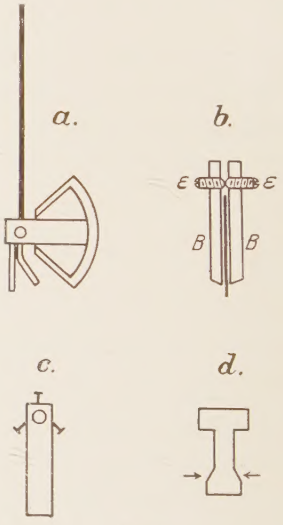

Fig. 2.

Jeder dieser Erreger besitzt einen beschränkten Schwingungsbereich; es waren deshalb, um ein genügend großes Wellenspektrum zur Verfügung zu haben, mehrere Erreger von verschiedenen geometrischen Dimensionen nötig. Nach den Angaben von Weichmann[3]) wurden im hiesigen Institut neun solche Löschfunkensender angefertigt.

Die Maße sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

[1]) R. Gans und R. Loyarte, Ann. d. Phys. **64**, 209, 1921.
[2]) G. Mie, Phys. ZS. **11**, 1035, 1910. H. Rukop, Ann. d. Phys. **42**, 489, 1913.
[3]) R. Weichmann, Ann. d. Phys. **66**, 501, 1921.

Erreger	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX
d mm . . .	5	5	4,7	4,7	4,7	4,7	4,7	4,7	4
l mm . . .	80	50	34	30	29	23	21	17,5	15
cm	200	200	110	125	130	110	75	65	60
	120	100	50	40	40	35	30	25	25

Hier bezeichnet l den Abstand von der Mitte der Elektrodenfläche (Durchmesser d) bis zum Ende der quadrantenförmigen Kondensatorflächen; vgl. Fig. 2a und 2b.

Sehr wichtig für die Konstanz des Funkens und damit der ausgestrahlten Intensität ist es, daß die Elektroden möglichst plan sind und sich peinlichst genau gegenüberstehen. Sorgfältiges Abdrehen der Flächen auf einer rasch laufenden Drehbank war ausreichend, um sie genügend plan zu machen.

Die Parallelstellung der Elektrodenflächen geschah durch eine kleine in den einen Messingbarren eingebaute Justiervorrichtung. Während die eine Elektrode ein Gewinde trug und ins Messing eingeschraubt wurde, hatte die andere die in Fig. 2d gezeichnete Gestalt. An dem sich nach unten konisch verdickenden Teil greifen drei Stellschrauben an, je um 120° gegeneinander geneigt, die bei genügendem Spielraum eine große Variation der Flächenstellung der zweiten Elektrode ermöglichen. Auf diese Weise gelingt es ohne Schwierigkeit, die beiden Flächen so zu stellen, daß sie vom Funken vollkommen gleichmäßig bedeckt werden. Bei einem Abstand der Flächen von $^1/_{100}$ bis $^3/_{100}$ mm bedeutet das eine Genauigkeit der Flächenorientierung von etwa $^1/_{1000}$ mm Höchstfehler. Durch eine Schutzhülle aus Metall, die auf den Messingbarren aufgelötet ist, wird der Erreger gasdicht. Zuweilen wurde diese Hülle etwas dickwandiger genommen und die Justierschräubchen an ihr angebracht. Hierdurch war die Anordnung etwas vereinfacht. Vgl. die Fig. 3, aus der man deutlich den ganzen Bau des Erregers erkennt.

Als Elektrodenmaterial erwies sich Kupfer bei weitem am günstigsten. Bei Messingfunkenstrecken war der Funke nur kurze Zeit konstant. Diese Erscheinung, die auch Rukop[1]) fand, ist so zu erklären, daß bei Messing der eine Bestandteil der Legierung stärker angegriffen wird als der andere, und sich deshalb auf der Fläche sehr bald Erhöhungen und Vertiefungen bilden; die Folge ist Verschlechterung des Funkens.

Einige Schwierigkeiten beim Einjustieren der Erreger bereitete die schlechte Qualität des Leuchtgases; Vorgelege aus Chlorcalcium zum

[1]) H. Rukop, l. c.

Trocknen und Natronkalk zur Absorption der Kohlensäure waren unbedingt erforderlich.

War alles in Ordnung, so konnten bis zu 5000 ballistische Einzelbeobachtungen gemacht werden, ohne daß eine Nachregulierung des Funkens oder ein Abdrehen der Flächen nötig war. Diese Zahl ist wesentlich höher, als sie in den Arbeiten von Rukop und Weichmann angegeben ist. Der Grund liegt in der Verbesserung durch die Justierbarkeit der einen Elektrodenfläche. Bei den großen Erregern für lange

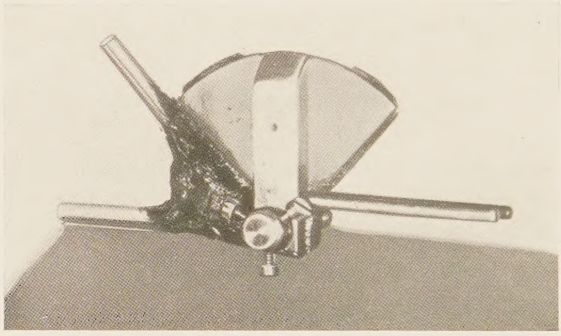

Fig. 3.

Wellen war die Zahl der möglichen Einzelbeobachtungen bis zur Unbrauchbarkeit der Flächen geringer, vermutlich deshalb, weil bei größerer Kapazität diese vom Funken stärker in Anspruch genommen werden.

Als Energiequelle für den Primärkreis des Funkeninduktors diente eine Mittelfrequenzmaschine von 500 Perioden.

Die Messung von Wellenlänge und Dämpfung geschah mit dem Lecherschen Doppeltdrahtsystem in der üblichen Anordnung. Durch zwei Metallbrücken von 10 cm Durchmesser und 2 mm Dicke, von denen die eine fest, die andere mikrometrisch verschiebbar war, wurden auf den Drähten rechteckige Schwingungskreise verschiedener Länge abgegrenzt. Der Drahtabstand betrug 10 mm, der Fehler bei der Bestimmung des Brückenabstandes weniger als $^1/_{10}$ mm. Ein guter Kontakt zwischen Brücken und Drähten war durch entsprechend angebrachte Preßfedern gewährleistet.

Für die erste Meßreihe an Drähten von 1,2 mm Durchmesser waren die beiden Lechersysteme (Kupferdraht und Nickeldraht) völlig gleich gebaut. Für die zweite Messung an Drähten von 0,6 mm Durchmesser, die noch die Abhängigkeit des magnetischen Spektrums von der Magnetisierung berücksichtigen sollte, wurde an dem zweiten Lechersystem eine verschiebbare Magnetisierungsspule angebracht.

Das ganze System hatte die in Fig. 4 schematisch gezeichnete Gestalt: das Holzgestell mußte die doppelte Länge bekommen, da auf ihm noch die Entmagnetisierungsspule Platz finden sollte. Diese hatte mindestens die Länge der zu entmagnetisierenden Drähte und mußte die Drähte während der Messung vollkommen frei lassen. $B\,B$ sind die Brücken, die an Holzklötzen befestigt sind. Die Drähte d durchsetzen die Brücken und laufen dann an der Stelle, wo der Meßbereich zu Ende ist, über einen Haken h. Dieser ist an eine Messingstange m angeschraubt; an ihrem Ende trägt sie ein Gewinde; mittels der Schraube S werden nun die Drähte so stark gespannt, daß sie kein merkliches Durchhängen mehr zeigen. s ist ein Spanndraht, der ein Durchbiegen des Holzgestelles infolge der Spannung wieder ausgleicht.

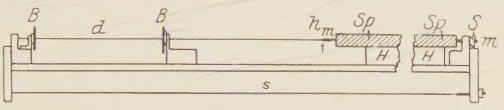

Fig. 4.

Auf der Verlängerung des Holzgestelles ruht die Entmagnetisierungsspule Sp, getragen durch den Holzrahmen $H\,H$. Dieser läuft in einer Führung, so daß die Entmagnetisierungsspule längs des ganzen Systems verschoben werden kann, ohne zu ecken und die Drähte zu berühren; das ist nötig, da die Drähte sorgfältig vor Verletzungen und Knicken zu schützen sind, wenn gute Resonanzkurven möglich sein sollen. Die Entmagnetisierungsspule war 1,20 m lang und hatte 4221 Windungen, also 35,2 Windungen pro Zentimeter. Die Sättigung des Nickels ist bei 502 Gauß erreicht. Es mußte also, um sauber zu entmagnetisieren, bei Feldern begonnen werden, die über diesem Sättigungsfeld liegen. Durch Flüssigkeitswiderstände war es möglich, die Stromstärke so zu regulieren, daß das Feld in der Spule stetig von 600 Gauß auf 0,02 Gauß abnahm. Entmagnetisiert wurde mit Wechselstrom.

Als Indikator für die Wellen diente ein Thermoelement aus Eisenkonstantandrähten von 0,0196 mm Durchmesser. Die Anordnung war die bekannte Kreuzform nach Klemencic[1]).

Das Galvanometer war ein hoch astasiertes Panzergalvanometer nach Paschen von 16 Ohm innerem Widerstand[2]). Die Empfindlichkeit betrug $4{,}2 \cdot 10^{-9}$ Ampere pro Skalenteil bei 2 m Skalenabstand. Die Ablesung erfolgte ballistisch, um die Funkenstrecke nicht zu lange belasten zu müssen. Die Ablesung des ersten Umkehrpunktes konnte bei

[1]) Klemencic, Wied. Ann. **42**, 416, 1891.

[2]) Das Galvanometer war uns von der Kaiser Wilhelm-Gesellschaft überlassen worden, der wir an dieser Stelle unseren Dank dafür aussprechen.

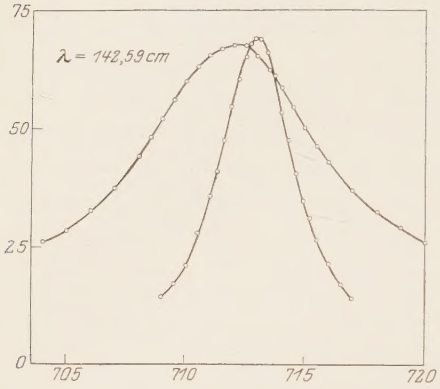

Fig. 5.

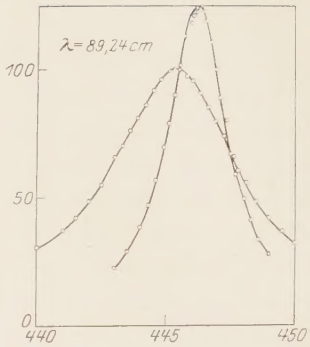

Fig. 6.

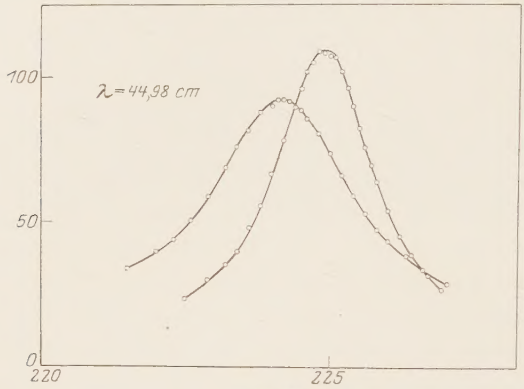

Fig. 7.

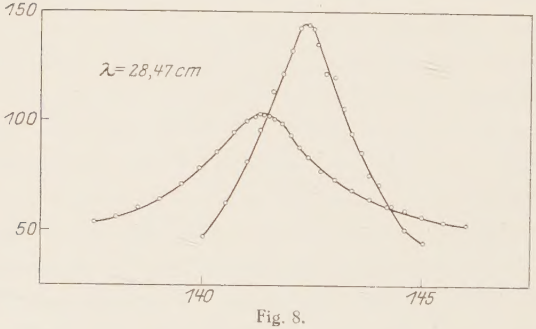

Fig. 8.

einiger Übung auf 0,5 Proz. geschehen. Die Ausschläge bei Resonanzstellung der Brücken überstiegen im allgemeinen nicht 200 Skalenteile, d. h. 3 Grad. Eine Korrektion der Galvanometerausschläge war deshalb nie nötig.

Tabelle 1.

Cu			Ni		
l mm	a	$\mathfrak{d}$	l mm	a	$\mathfrak{d}$
709	14,5	—	704	26	—
709,5	17	—	705	28,5	—
710	21,2	0,017 18	706	32,6	—
710,5	28	0,017 78	707	37,5	0,040 55
711	35,8	0,017 81	708	44	0,041 35
711,3	41	0,017 09	708,5	48	0,041 60
711,6	48,5	0,018 20	709	52	0,041 90
711,9	54,5	0,016 97	709,5	56	0,042 30
712,2	61	—	710	60	0,043 65
712,5	65	—	710,5	63	—
712,7	68	—	711	65,5	—
712,9	69	—	711,5	67	—
713,1	69	—	712	67,5	—
713,4	66	—	712,5	67,5	—
713,7	61	—	713	65,5	—
714	53,5	0,017 60	713,5	62,5	—
714,3	47	0,018 55	714	58,5	0,041 50
714,6	40,5	0,017 03	714,5	54,5	0,040 75
714,9	35,5	0,017 30	715	50,5	0,040 25
715,5	30	0,017 60	716	43	0,039 83
715,5	27	—	717	37	0,040 75
716	21,2	0,017 45	718	32,5	0,040 10
716,5	17,5	—	719	29	—
717	14,2	—	720	26	—

Mittel $\mathfrak{d}_{Cu} = 0{,}017\,55 \pm \mathbf{0{,}000\,10}$ Mittel $\mathfrak{d}_{Ni} = 0{,}041\,21 \pm \mathbf{0{,}000\,64}$

$\mu_\varkappa = 7{,}5 \pm \mathbf{0{,}3}$.

Die fetten Zahlen geben den mittleren wahrscheinlichen Wert an.

Zwischen Galvanometer und Erreger standen zwei Matallschirme, die direkte Strahlung abschirmten. Diese war bei fehlenden Schutzschirmen so stark, daß die Resonanzkurven völlig überdeckt wurden. Zu dieser Störung kam noch eine zweite: Die Ausschläge zeigten zu Anfang trotz der Schirme ganz willkürliche Schwankungen, obwohl Erregermaschine und Sender völlig in Ordnung waren. Eine Erdung aller zur Empfangsapparatur gehörigen Teile zeigte nur geringe Besserung. Erst nachdem alles auf Glas gesetzt war, verschwanden die Störungen, ein Beweis, daß es sich um unkontrollierbare Kriechströme durch den Fußboden handelte. Die Galvanometerleitung war gut verdrillt und bis ans Galvanometer heran durch Metallschlauch geschützt.

IV. Messungen und Ergebnisse. Die Ausrechnug des Dekrementes geschah nach der bekannten Zenneckschen Formel:

$$\mathfrak{d} = 2\pi \frac{\lambda_r - \lambda}{\lambda} \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha_r - \alpha}}.$$

*

Tabelle 2.

Cu			Ni		
l mm	a	$\mathfrak{d}$	l mm	a	$\mathfrak{d}$
443	22,5	—	441	37	—
443,5	29,3	—	441,5	42	—
444	39	0,020 25	442	48,5	0,040 70
444,3	47,3	—	442,5	55	0,040 35
444,6	57	0,020 30	443	65,5	—
444,9	69,7	0,020 10	443,3	70	0,040 75
445,1	79,6	0,020 00	443,6	76	0,040 70
445,3	90	0,019 80	443,9	81	0,040 50
445,5	101,5	0,019 82	444,2	86	—
445,7	113	—	444,5	92	—
445,9	118,5	—	444,8	96,5	—
446	120	—	445,1	99,5	—
446,1	122,5	—	445,3	100	—
446,2	123,5	—	445,5	100	—
446,3	124,5	—	445,6	100	—
446,4	123	—	445,8	97,5	—
446,5	119	—	446	95,5	—
446,7	108	—	446,3	91	—
446,9	97	0,019 95	446,6	85,5	0,041 10
447,1	89	0,020 30	446,9	80	0,042 10
447,3	80	—	447,2	74,5	—
447,5	67	0,019 55	447,5	67	0,040 25
447,7	59,5	0,020 02	447,8	61	0,039 90
448	50	0,020 30	448,1	56	0,040 00
448,3	41,5	0,020 33	448,5	48,5	0,038 70
448,6	34	—	449	42,5	0,039 00
449	28,5	—	449,5	37,5	—
Mittel $\mathfrak{d}_{Cu} = 0{,}020\,06 \pm \mathbf{0{,}000\,05}$			Mittel $\mathfrak{d}_{Ni} = 0{,}040\,34 \pm \mathbf{0{,}000\,17}$		

$$\mu_x = 8{,}6 \pm \mathbf{0{,}12}.$$

$\frac{\lambda_r - \lambda}{\lambda}$ ist das Maß für die „Verstimmung“ des Schwingungkreises gegenüber der Resonanzstellung; λ und α bedeuten Brückenabstand und Ausschlag in Skalenteilen, λ_r und α_r das gleiche für Resonanzstellung.

Der Restausschlag ließ sich nie ganz zum Verschwinden bringen und betrug meist ein bis einige Prozent vom Maximalausschlag. War er in einem großen Gebiet rechts und links der Resonanzkurve konstant, so konnte man annehmen, daß er auch in dem schmalen Gebiet einer solchen Kurve der gleiche blieb, so daß die Ausschläge einfach um den Restausschlag zu groß erschienen. Sie wurden dann durch Subtraktion desselben korrigiert. Kurven, bei denen der Restausschlag keine Konstanz zeigte, wurden zur μ_x-Bestimmung nicht benutzt.

Die Größe des Maximalausschlages bei Resonanzstellung war bei den Kupfer- und Nickeldrähten sehr verschieden infolge der verschieden

Tabelle 3.

Cu			Ni		
l mm	a	$\mathfrak{d}$	l mm	a	$\mathfrak{d}$
222,5	23,4	—	221	33	—
222,9	28,8	—	221,5	35,5	—
223,2	35,1	0,030 75	222	39,5	—
223,4	39,9	0,030 80	222,3	43,5	0,044 75
223,6	48,9	0,030 70	222,6	50,5	0,044 25
223,8	55,6	0,030 40	222,9	58,5	0,043 30
224	66	0,030 28	223,2	68,5	0,043 00
224,2	78	0,030 00	223,4	76	0,043 50
224,4	90	0,029 28	223,6	82	—
224,5	96	0,028 45	223,8	88	—
224,6	102	—	224	90	—
224,8	108	—	224,1	92	—
225	108,5	—	224,2	92	—
225,1	107	—	224,3	92	—
225,2	102	—	224,4	90,5	—
225,3	96	—	224,5	88,5	—
225,4	90	0,030 95	224,6	86	—
225,5	82,2	0,029 68	224,8	80,5	—
225,6	76	0,029 76	225	73,5	0,044 65
225,7	69,9	0,029 83	225,2	66	0;043 75
225,8	63,9	0,029 80	225,4	59	0,043 25
226	54	0,030 10	225,6	53	0,043 40
226,2	45	0,029 78	225,8	47,5	0,043 30
226,4	39,6	—	226	43,5	0,044 00
226,6	31,5	—	226,3	38,5	0,045 10

Mittel $\mathfrak{d}_{Cu} = 0{,}030\,04 \pm \mathbf{0{,}000\,17}$ Mittel $\mathfrak{d}_{Ni} = 0{,}043\,85 \pm \mathbf{0{,}000\,19}$

$$\mu_z = 8{,}0 \pm \mathbf{0{,}17}.$$

starken Absorption, daher wurde die Empfindlichkeit des Galvanometers durch passende Nebenschlüsse variiert.

Die Wellenlängen, die sich aus den beiden Resonanzkurven ergaben, stimmten nicht genau überein. Dies kommt daher, daß die schon oben erwähnte, durch magnetische Materialeigenschaften bedingte „innere" Selbstinduktion nicht exakt gleich Null ist [1]). Doch sind die Abweichungen zu gering, um daraus ein μ_n-Spektrum zu berechnen in Anbetracht der sonstigen Fehler.

In den Fig. 5 bis 8 und den dazu gehörigen Tabellen 1 bis 4 sind einige solche Einzelmessungen als Beispiele angeführt. Es bedeuten: l den Brückenabstand, a den Ausschlag und $\mathfrak{d}$ das berechnete Dekrement. Die beiden Resonanzkurven sind jeweils übereinander gezeichnet; die breitere ist immer die Nickelkurve.

Die angeführten Beispiele geben einen Überblick über die Art und Genauigkeit der Messungen. Die Lage des Maximums einer Resonanz-

[1]) Vgl. hierzu W. Arkadiew, ZS. f. Phys. **28**, 12, 1924.

Tabelle 4.

Cu			Ni		
l mm	a	$\mathfrak{d}$	l mm	a	$\mathfrak{d}$
136	23	—	138	56	—
138	30	—	138,5	60	—
139	38	—	139	64	0,072 40
140	51	0,057 50	139,5	71	0,073 00
140,5	69	0,060 60	139,9	78	0,072 25
141	89	0,059 30	140,3	85	0,068 50
141,3	106	0,059 00	140,7	94,5	0,065 40
141,6	126	0,059 25	141	100	—
141,8	135	—	141,2	102	—
142	146	—	141,4	103	—
142,2	158	—	141,6	100	—
142,4	159	—	141,8	99	—
142,5	157	—	142	93,5	0,070 00
142,6	150	—	142,2	88	0,067 60
142,8	135	—	142,4	84	0,068 60
143	132	0,059 10	142,7	77	0,069 20
143,2	118	0,058 60	143	73,5	0,074 70
143,4	105	0,058 70	143,4	68,5	—
143,6	95	0,060 20	143,8	64,5	—
143,8	84	0,059 60	144,2	61	—
144	79	—	144,6	59	—
144,3	68	—	145	56,5	—
144,6	56	—	145,5	54	—
145	50	—	146	53	—

Mittel $\mathfrak{d}_{Cu} = 0{,}059\,19 \pm \mathbf{0{,}000\,27}$ Mittel $\mathfrak{d}_{Ni} = 0{,}070\,17 \pm \mathbf{0{,}000\,90}$

$\mu_z = 8{,}04 \pm \mathbf{0{,}7}$.

kurve wurde graphisch ermittelt; dies war genauer als direkte Bestimmung durch die Messung, da die Kurven in dem sehr schmalen Scheitelgebiet leicht kleine Ungenauigkeiten zeigten. Zur Bestimmung der Dekremente wurden die Kurvenstücke von etwa $^1/_3$ bis $^2/_3$ der Maximalhöhe auf beiden Seiten benutzt; diese Teile schlossen sich am exaktesten der theoretischen Form einer Resonanzkurve an. Durch starkes Auseinanderziehen der Kurven beim Aufzeichnen konnten die geringsten Abweichungen festgestellt werden. Kleine Ungenauigkeiten wurden dann graphisch ausgeglichen, stärker herausfallende Punkte zur Dekrementbestimmung nicht benutzt.

Der mittlere wahrscheinliche Fehler von μ_z betrug bei langen Wellen 1 bis 3 Proz.; nach kürzeren Wellen hin stieg er langsam an und erreichte im Höchstfall bei den kürzesten Wellen etwa 6 bis 8 Proz. Dieses Größerwerden des Fehlers ist leicht erklärlich: Die Differenz der Dekremente wird immer kleiner, während die Fehler der einzelnen Dekremente die gleichen sind und eher noch anwachsen; vgl. z. B. die

Tabelle 5.

μ_x-Spektrum eines Nickeldrahtes von 1,16 mm Durchmesser[1]).

Nr.	λ cm	$\mathfrak{d}_x + \mathfrak{d}_{Ni}$	$\mathfrak{d}_x + \mathfrak{d}_{Cu}$	$\mathfrak{d}_{Ni} - \mathfrak{d}_{Cu}$	$\mathfrak{d}_{Cu}$ ber.	$\mathfrak{d}_{Ni}$	μ_x
1	179,54	0,05186	0,02630	0,02556	0,00483	0,03039	7,00
2	174,52	4570	1714	2856	480	3330	8,67
3	163,94	4174	1762	2412	461	2873	8,87
4	153,69	4308	2048	2260	446	2706	6,51
5	147,52	4084	1831	2253	437	2690	6,69
6	142,59	4121	1755	2366	430	2796	7,51
7	136,77	4072	1840	2232	421	2653	7,02
8	130,50	4306	2167	2139	411	2550	6,81
9	126,67	4105	2015	2090	405	2495	6,71
10	121,46	5474	3139	2335	396	2731	8,38
11	112,65	4535	2364	2171	382	2553	7,91
12	104,24	4285	2139	2146	363	2509	8,26
13	100,65	4006	2078	1928	361	2289	7,10
14	96,07	3977	2162	1815	353	2168	6,68
15	92,93	3996	2048	1958	347	2305	7,80
16	89,24	4034	2006	2028	340	2368	8,59
17	82,70	4047	2141	1906	327	2233	8,25
18	75,31	3692	1933	1759	312	2017	7,78
19	72,77	3752	1973	1779	307	2086	8,16
20	71,61	3732	1856	1876	304	2180	9,09
21	68,08	4049	2241	1808	297	2105	8,88
22	62,80	3685	1966	1719	284	2003	8,72
23	55,05	3775	2099	1676	267	1943	9,35
24	53,76	3703	2024	1679	264	1943	9,58
25	52,87	3745	1977	1768	262	2030	10,54
26	52,44	4070	2201	1869	261	2130	11,81
27	52,19	3894	2128	1766	260	2026	10,71
28	51,76	3873	2285	1538	259	1797	8,49
29	51,65	3811	2458	1353	259	1612	6,87
30	51,60	3975	2713	1262	259	1521	6,12
31	51,47	3833	2286	1547	258	1805	8,64
32	51,12	3982	2286	1696	257	1953	10,18
33	50,47	4016	2278	1738	255	1993	10,74
34	49,40	4173	2483	1690	253	1943	10,43
35	48,21	4141	2552	1589	250	1839	10,02
36	47,75	4317	2800	1517	249	1766	8,91
37	47,44	3924	2536	1388	248	1636	7,70
38	47,31	4577	3040	1537	248	1785	9,19
39	47,20	4394	2737	1657	247	1904	10,48
40	46,77	4406	2833	1573	246	1819	9,65
41	46,36	4188	2758	1430	245	1675	8,26
42	46,14	4382	2990	1392	245	1637	7,95
43	45,77	4328	2965	1363	244	1607	7,70
44	45,59	4575	3137	1438	243	1681	8,46
45	45,44	4535	2976	1559	243	1802	9,75
46	45,22	4604	3080	1524	242	1766	9,41
47	44,98	4385	3004	1381	242	1623	7,99
48	44,73	4565	3158	1407	241	1647	8,28

[1]) Der Übersichtlichkeit halber sind von den Dekrementen nur die von 0 verschiedenen Stellen angegeben, z. B statt 0,02146: 2146.

Nr.	λ cm	$\mathfrak{d}_x + \mathfrak{d}_{Ni}$	$\mathfrak{d}_x + \mathfrak{d}_{Cu}$	$\mathfrak{d}_{Ni} - \mathfrak{d}_{Cu}$	$\mathfrak{d}_{Cu}$ ber.	$\mathfrak{d}_{Ni}$	μ_x
49	44,49	0,04554	0,02969	0,01585	0,00240	0,01825	10,60
50	44,02	4519	3082	1437	239	1676	8,71
51	43,78	4719	3352	1367	238	1605	8,03
52	43,68	4660	3208	1452	238	1680	8,82
53	43,39	4519	2889	1630	237	1867	10,96
54	42,93	4798	3255	1543	236	1779	10,06
55	42,83	4715	3259	1456	236	1692	9,12
56	42,32	4557	3143	1414	234	1648	8,76
57	42,14	4736	3300	1436	234	1670	9,03
58	42,08	4865	3418	1446	234	1680	9,15
59	42,01	4883	3204	1679	233	1912	12,00
60	41,68	4933	3432	1501	232	1733	9,83
61	41,20	4778	3383	1395	231	1621	8,94
62	40,83	4866	3393	1473	230	1703	9,69
63	40,44	4968	3418	1550	229	1779	10,68
64	40,22	4598	3118	1480	228	1708	9,90
65	40,12	4758	3241	1517	228	1745	10,36
66	39,85	4923	3240	1683	227	1910	12,49
67	39,76	4745	3338	1407	227	1634	9,16
68	39,68	4711	3497	1214	227	1441	7,14
69	39,59	4863	3702	1161	226	1387	6,64
70	38,97	4881	3580	1301	225	1526	8,20
71	38,71	5036	3559	1477	224	1701	10,20
72	38,48	4879	3591	1288	223	1511	8,10
73	38,23	5383	4010	1373	223	1596	9,09
74	38,05	5129	3666	1463	222	1685	10,25
75	37,90	4953	3561	1392	222	1614	9,38
76	37,81	4897	3649	1248	221	1469	7,78
77	37,67	4941	3922	1019	221	1240	5,57
78	37,60	5030	3931	1099	221	1320	6,32
79	37,42	4945	3786	1159	220	1379	6,93
80	37,15	5075	3589	1486	219	1705	10,68
81	37,13	4748	3213	1535	219	1754	11,31
82	37,02	5169	3483	1686	219	1905	13,69
83	36,69	5330	3862	1468	218	1686	10,57
84	36,09	5210	3902	1308	216	1524	8,78
85	35,80	5070	3989	1081	215	1296	6,40
86	35,70	5181	4053	1128	215	1343	6,89
87	35,65	5503	4018	1485	215	1700	11,06
88	35,54	5848	4323	1525	215	1740	11,63
89	35,25	6453	4989	1464	214	1678	10,92
90	34,83	5191	3970	1221	213	1434	8,06
91	33,99	4910	3952	0958	210	1168	5,48
92	32,97	4894	3670	1224	207	1431	8,48
93	32,58	5419	3953	1466	205	1671	11,70
94	32,18	7438	6027	1411	204	1615	11,06
95	31,03	5178	4011	1167	201	1368	8,23
96	30,58	5449	4214	1235	199	1434	9,18
97	29,98	5749	4379	1370	197	1567	11,18
98	28,47	7017	5919	1098	192	1290	8,04

letzte der angeführten Messungen (Fig. 8). Die Höhen der einzelnen Kurven sind nicht miteinander vergleichbar, da die Empfindlichkeit des

Tabelle 6. μ_x-Spektrum eines unmagnetischen Nickeldrahtes von 0,6 mm Durchmesser.

Nr.	λ cm	$\mathfrak{d}_x + \mathfrak{d}_{Ni}$	$\mathfrak{d}_x + \mathfrak{d}_{Cu}$	$\mathfrak{d}_{Ni} - \mathfrak{d}_{Cu}$	$\mathfrak{d}_{Cu}$ ber.	$\mathfrak{d}_{Ni}$	μ_x
1	171,21	0,06485	0,02536	0,03949	0,00754	0,04703	7,17
2	159,73	6036	2180	3856	728	4584	7,30
3	151,30	6126	2244	3882	709	4591	7,73
4	140,24	5798	2252	3546	682	4228	7,07
5	134,38	5518	2152	3366	668	4034	6,72
6	129,26	5428	1963	3465	655	4120	7,29
7	125,19	5629	2174	3455	645	4100	7,45
8	120,65	5161	2333	2831	633	3464	5,52
9	114,75	5374	2031	3343	617	3960	7,58
10	111,76	6295	2752	3543	609	4152	8,56
11	102,06	5591	2204	3387	582	3969	8,56
12	90,04	5762	2423	3339	547	3886	9,30
13	79,24	5670	2510	3160	513	3673	9,45
14	74,42	5720	2600	3120	497	3617	9,75
15	70,58	4645	1955	2690	484	3174	7,92
16	65,74	4608	2034	2574	467	3041	7,82
17	62,59	5000	2015	2985	456	3441	10,50
18	59,96	5151	2089	3062	446	3508	11,38
19	54,89	4800	2066	2734	427	3161	10,10
20	52,24	4946	2341	2605	416	3021	9,69
21	48,16	5227	2653	2574	400	2974	10,19
22	43,29	5020	2558	2462	379	2841	10,35
23	39,80	6030	3547	2483	363	2846	11,29
24	36,28	7034	4633	2401	247	2748	11,55
25	31,48	6213	3973	2240	322	2562	11,64
26	27,98	7322	5050	2272	305	2577	13,17

Galvanometers für die Kupfer- und die Nickelmessung nicht die gleiche war (s. S. 849).

In den Tabellen 5 bis 7 sind die Ergebnisse der Messungen enthalten. Die erste Kolonne gibt die Nummer der Messung, die zweite die Wellenlänge; dann folgt in den nächsten fünf Kolonnen das Schema der Dekrementberechnung: $\mathfrak{d}_x + \mathfrak{d}_{Ni}$ ist das am Nickeldrahtkreis gemessene Dekrement, das sich zusammensetzt aus dem gesuchten $\mathfrak{d}_{Ni}$ und einem unbekannten Bestandteil $\mathfrak{d}_x$[1]). Analoges gilt für $\mathfrak{d}_x + \mathfrak{d}_{Cu}$. Durch Differenz fällt $\mathfrak{d}_x$ heraus und man erhält $\mathfrak{d}_{Ni} - \mathfrak{d}_{Cu}$; $\mathfrak{d}_{Cu}$ läßt sich berechnen; man findet also endlich $\mathfrak{d}_{Ni}$. Die letzte Kolonne gibt die berechneten μ_x-Werte an.

In Fig. 9 ist das Ergebnis graphisch dargestellt. Als Abszisse ist der Logarithmus der Wellenlänge gewählt.

[1]) Vgl. R. Gans, l. c.

Tabelle 7. μ_x-Spektrum eines Nickeldrahtes von 0,6 mm Durchmesser nach Magnetisierung bis zur Sättigung.

Nr.	λ cm	$\mathfrak{d}_x + \mathfrak{d}_{Ni}$	$\mathfrak{d}_x + \mathfrak{d}_{Cu}$	$\mathfrak{d}_{Ni} - \mathfrak{d}_{Cu}$	$\mathfrak{d}_{Cu}$ ber.	$\mathfrak{d}_{Ni}$	μ_x
1	171,21	0,06698	0,02536	0,04162	0,00754	0,04916	7,83
2	159,73	6177	2180	3997	728	4725	7,75
3	151,30	6100	2244	3856	709	4565	7,64
4	140,24	6032	2252	3780	682	4462	7,88
5	134,38	5887	2152	3735	668	4403	8,00
6	129,26	5856	1963	3893	655	4548	8,88
7	125,19	5825	2174	3651	645	4296	8,18
8	120,65	5330	2333	2997	633	3630	6,06
9	114,75	5945	2031	3914	617	4531	9,93
10	111,76	6203	2752	3451	609	4060	8,18
11	102,06	5783	2204	3579	582	4161	9,41
12	90,04	6111	2423	3688	547	4235	11,05
13	79,24	5970	2510	3460	513	3973	11,06
14	74,42	5640	2600	3040	497	3537	9,33
15	70,58	5204	1955	3249	484	3733	10,95
16	65,74	5453	2034	3419	467	3886	12,74
17	62,59	5120	2015	3105	456	3561	11,25
18	59,96	5387	2089	3298	446	3744	12,97
19	54,89	5930	2066	3864	427	4291	18,61
20	52,24	5310	2341	2969	416	3385	12,17
21	48,16	5380	2653	2727	400	3127	11,26
22	43,29	5471	2558	2913	379	3292	13,90
23	39,80	6190	3547	2643	363	3006	12,60
24	36,28	7128	4633	2495	347	2842	12,35
25	31,48	5927	3973	1954	322	2276	9,19
26	27,98	7432	5050	2382	305	2687	14,31

Tabelle 8. μ_x-Spektrum von Nickel (0,6 mm), unmagnetisch.

Nr.	λ cm	$\mathfrak{d}_x + \mathfrak{d}_{Ni}$	$\mathfrak{d}_x + \mathfrak{d}_{Cu}$	$\mathfrak{d}_{Ni} - \mathfrak{d}_{Cu}$	$\mathfrak{d}_{Cu}$ ber.	$\mathfrak{d}_{Ni}$	μ_x
1	75,52	0,05256	0,02233	0,02033	0,00502	0,03525	9,13
2	68,00	4754	2164	2590	481	3071	7,79
3	59,72	5260	2258	3002	445	3447	11,04
4	51,22	4795	2213	2582	410	2992	9,70
5	41,23	5686	3185	2496	370	2866	11,05
6	29,03	7380	5120	2260	310	2570	12,62

μ_x-Spektrum von Nickel (0,6 mm), volle Remanenz.

Nr.	λ cm	$\mathfrak{d}_x + \mathfrak{d}_{Ni}$	$\mathfrak{d}_x + \mathfrak{d}_{Cu}$	$\mathfrak{d}_{Ni} - \mathfrak{d}_{Cu}$	$\mathfrak{d}_{Cu}$ ber.	$\mathfrak{d}_{Ni}$	μ_x
1	75,26	0,05281	0,02231	0,03050	0,00501	0,03551	9,26
2	68,00	5343	2164	3179	481	3660	10,93
3	62,20	5451	2306	3145	454	3599	11,55
4	56,29	5680	2341	3539	433	3972	15,55
5	49,88	5210	2325	2885	406	3291	12,05
6	41,03	6110	3185	2925	370	3295	14,61
7	32,85	6040	4070	1970	330	2300	8,93
8	28,87	6876	4586	2390	310	2600	13,00

Fig. 10 gibt die Ergebnisse der Tabellen 6 und 7 graphisch (untere und obere Kurve; über die mittlere Kurve sowie über die in der Figur ausgefüllt gezeichneten Punkte siehe weiter unten).

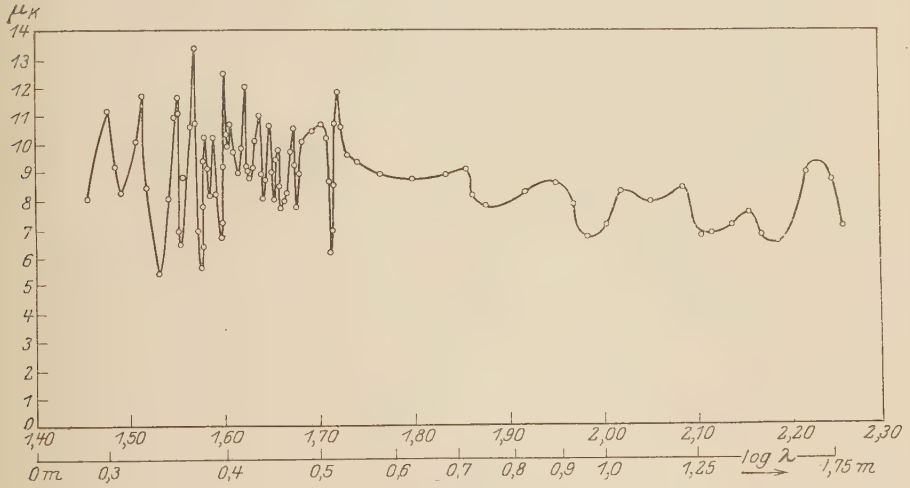

Fig. 9.

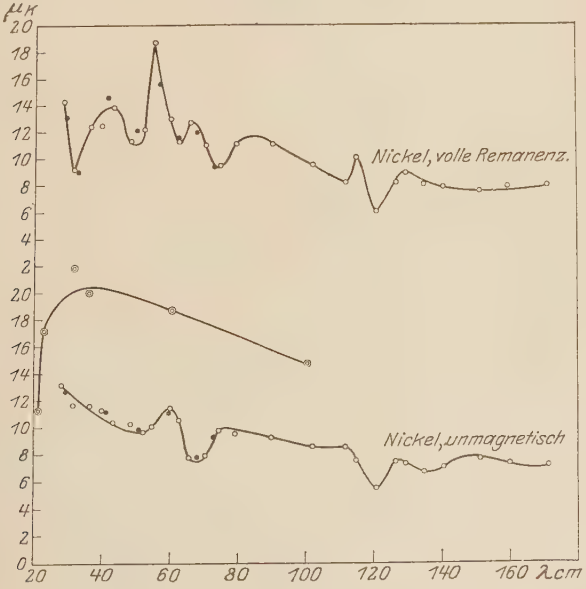

Fig. 10.

Die Bestimmung der Spektren geschah in der Weise, daß an jeder Stelle des Wellenlängenspektrums der Draht erst in unmagnetischem

Zustand untersucht, dann magnetisiert und bei voller Remanenz gemessen wurde; während der ganzen Untersuchung wurde also immer abwechselnd magnetisiert und entmagnetisiert. Um nun die Möglichkeit etwaiger Fehler auszuschließen, wurden in dem Gebiet, wo die Kurven voneinander abwichen, also von 80 cm Wellenlänge abwärts, nochmals einige charakteristische Punkte bestimmt, und zwar jetzt für die beiden Zustände desMaterials nacheinander: erst für den unmagnetischen Fall, dann für volle Remanenz.

Das Ergebnis ist in Tabelle 8 enthalten (dazu die in Fig. 10 ausgefüllt gezeichneten Punkte). Die Übereinstimmung ist durchaus gut. Für den Fall voller Remanenz sind die Abweichungen etwas größer, vermutlich deshalb, weil die Remanenz nicht so exakt definiert ist, wie der unmagnetische Zustand.

III. Diskussion der Resultate. Der Verlauf des μ_z-Spektrums des Nickeldrahtes von 1,16 mm Dicke ist recht kompliziert (Fig. 9). Das ganze Spektrum zerfällt in zwei Teile: Oberhalb von 51 cm Wellenlänge zeigt es einige flache und verwaschene Maxima. Unterhalb dieser Wellenlänge liegen eine ganze Reihe sehr schmaler und scharf definierter Eigenschwingungsstreifen dicht nebeneinander. Eine Zuordnung der einzelnen Maxima nach Ober- oder Kombinationsschwingungen ist bei der Unübersichtlichkeit des Ganzen nicht möglich.

Arkadiew hat gezeigt, daß die magnetischen Spektren eine starke Abhängigkeit vom Drahtdurchmesser aufweisen und außerdem, daß sie bei zunehmender Drahtdicke verwaschener und komplizierter werden. Ein Vergleich zwischen den beiden Messungen (Fig. 9 und 10) zeigt in der Tat, daß das Spektrum des dickeren Drahtes wesentlich unübersichtlicher ist. Wichtig wäre es, den Einfluß des Drahtinnern auf die magnetischen Spektren zu untersuchen; dies könnte in der Weise geschehen, daß man vernickelte Kupferdrähte zur Messung benutzt. Es muß dann natürlich die Eindringungstiefe der Wellen kleiner sein, als die Dicke der Nickelschicht; die kommt für Nickel erst in Betracht für Wellen, die kürzer sind als 10 cm, da man die Schichtdicke bei Vernickelung nicht dicker als 4 bis 5 Tausendstel Millimeter machen kann, wenn sie homogen sein soll. Die Eindringungstiefe der bei den vorliegenden Messungen benutzten Wellen war wesentlich größer, wie man leicht berechnen kann. Ein Versuch dieser Art war also nicht möglich. Nicht unwesentlich für die Deutung der magnetischen Spektren wird die metallographische Beschaffenheit der Drähte sein. Es waren deshalb Versuche an Einkristalldrähten beabsichtigt, sie scheiterten aber daran, daß solche Drähte aus Nickel von keiner Firma geliefert werden konnten.

Da bisher die magnetische Vorgeschichte der untersuchten Drähte nicht berücksichtigt worden ist, wurde in der zweiten Meßreihe (Tabelle 6 und 7) ein μ_x-Spektrum an sorgfältig entmagnetisierten Drähten von 0,6 mm Dicke gemessen. Zugleich wurde ein Parallelversuch gemacht: Das Nickel wurde bis zur Sättigung magnetisiert und dann bei voller Remanenz ebenfalls μ_x bestimmt. Der Verlauf ist im ganzen der gleiche. Erst bei Wellen, kürzer als 80 cm, zeigt sich ein etwas abweichender Verlauf: Es treten einige Maxima auf, die beim unmagnetischen Drahte nicht zu finden sind. Die Größenordnung der μ_x-Werte ist in beiden Fällen dieselbe. Ein in den Drähten remanenter Magnetismus hat also auf das magnetische Spektrum derselben keinen nennenswerten Einfluß. Eine Erklärungsmöglichkeit der komplizierten Verhältnisse bei dem dickeren Drahte (erste Meßreihe, Tabelle 5) durch Remanenz ist daher nicht anzunehmen.

In Fig. 10 sind zum Vergleich die Messungen von Gans und Loyarte eingezeichnet (mittlere Kurve). Ihre μ_x-Werte liegen durchweg höher als die hier gemessenen. Die Punkte ihrer Messung liegen sehr weit auseinander; es ist daher wohl denkbar, daß ihnen dazwischen liegende Maxima und Minima entgangen sind. Sie finden ein Maximum bei $\lambda = 24{,}3$ cm. Die hier ausgeführte Messung zeigt nun ein allmähliches Ansteigen der μ_x-Kurve nach kurzen Wellen zu, am stärksten von 50 cm abwärts. Es ist dies als qualitative Bestätigung anzusehen; wenn auch die Lage und Höhe des Maximums, dem die Kurve offensichtlich zustrebt, infolge des Versagens der Erreger nicht mehr festgestellt werden konnte, so zeigt sich doch, daß es in der Gegend des Gansschen Maximums liegen wird. Die kleinen Maxima, die sich der ansteigenden Kurve überlagern, sind also gewissermaßen als Feinstruktur des Spektrums anzusehen.

Zum Schlusse ist es mir eine angenehme Pflicht, meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. Cl. Schaefer, für die Anregung zu vorliegender Arbeit und sein stets hilfsbereites Interesse während der Ausführung derselben, sowie für die Überlassung der Mittel des Instituts meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Dank schulde ich auch dem Vorlesungsassistenten, Herrn Dr. F. Strieder, für mancherlei Ratschläge technischer Art, die bei der Ausführung der Arbeit oft von Wert waren.

Lebenslauf.

Geboren wurde ich, Johannes, Theodor, Karl, Konrad Israël am 7. April 1902 in Harschdorf b. Königsee ⟨Thüringen⟩ als Sohn des Pfarrers Karl Israël. Ich besuchte, nachdem mein Vater 1905 nach Oberrosphe b. Wetter, Hessen versetzt war, daselbst von 1908 bis 1910 die Volksschule, wurde dann von meinem Vater privatim unterrichtet und kam Ostern 1914 in die Untertertia des Gymnasium Philippinum zu Marburg a. d. Lahn, das ich Ostern 1920 mit dem Reifezeugnis verließ, um Mathematik, Physik und Chemie zu studieren. Von S. S. 1920 bis S. S. 1921 war ich in Marburg, vom W. S. 1921/22 bis S. S. 1922 in München und vom W. S. 1922/23 bis S. S. 1925 wieder in Marburg immatrikuliert.

Meine akademischen Lehrer waren

in Marburg: v. Auwers, Berek, Fraenkel, Heimsoeth, Hensel, Neumann, Richarz, Schaefer, Schulze, Senftleben, Strecker, Stuchtey, Weigel.

in München: Böhm, Graetz, Kratzer, Kutscher, Nothaft, Prandtl, Sandberger, Sommerfeld, Voß.

Ihnen allen bin ich zu lebhaftem Danke verpflichtet.

Vorliegende Arbeit wurde in den Jahren 1923 bis 1925 im hiesigen physikalischen Institut ausgeführt auf Anregung von Herrn Professor Dr. Cl. Schaefer.